

УДК 532.5

УСТОЙЧИВОСТЬ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ ПРИ ОБЪЕМНОМ НАГРЕВЕ МИШЕНИ И ДОЗВУКОВОМ РАЗЛЁТЕ ПАРОВ

И. Н. Карташов, А. А. Самохин

На основе численного анализа дисперсионного уравнения для возмущений фронта испарения показано, что газодинамические возмущения в дозвуковом потоке пара приводят к увеличению инкремента неустойчивости, обусловленного объемным характером нагрева облучаемой мишени.

Устойчивость плоского фронта стационарного испарения конденсированного вещества при интенсивном нагреве определяется, в частности, тепловыми и гидродинамическими возмущениями в конденсированной среде, а также газодинамическими возмущениями в потоке испаренного вещества (см., например, [1] и цитируемую там литературу). Имеется целый ряд физических задач, в которых каждое из этих возмущений может проявляться отдельно и независимо. Например, в случае сублимации определяющая роль принадлежит тепловым возмущениям, т.е. возмущениям температурного профиля, а при анализе устойчивости фронта медленного горения (задача Даррье–Ландау) тепловые возмущения вообще не учитываются, поскольку развитие неустойчивости в данном случае определяется прежде всего дозвуковыми газодинамическими возмущениями.

При интенсивном испарении, когда в потоке испаренного вещества число Маха $M = u/u_c = 1$, т.е. скорость потока u вблизи поверхности мишени равна местной скорости звука u_c , обратное влияние газодинамических возмущений на поведение конденсированной среды отсутствует и задача о поведении возмущений в конденсированной среде оказывается замкнутой. Подобные задачи об устойчивости фронта испарения в случае объемного и поверхностного возмущения рассматривались в ряде работ [1 – 3]. Общий случай объемного поглощения отличается от поверхностного возникновением дополнительного максимума инкремента неустойчивости, который связан с наличием

температурного максимума в глубине конденсированной среды. Неустойчивость фронта сублимации при объемном поглощении также связана с наличием температурного максимума, т.е. с положительным градиентом температурного профиля, направленным в глубь конденсированной среды. В то же время гидродинамические эффекты в конденсированной среде могут значительно изменить величину инкремента тепловой неустойчивости по сравнению со случаем чистой сублимации [1].

Роль газодинамических возмущений становится существенной при дозвуковом разлете паров, когда число Маха оказывается меньше единицы и задача о поведении возмущений в конденсированной фазе перестает быть замкнутой [1, 4]. Влияние газодинамических эффектов при $M < 1$ на устойчивость фронта испарения при поверхностном нагреве [5, 6] приводит к появлению еще одной дополнительной области неустойчивости, которая связана с неустойчивостью Даррье–Ландау. В настоящей работе исследуется неустойчивость фронта испарения в общем случае объемного нагрева и произвольных чисел Маха $M \leq 1$ в потоке испаренного вещества.

В лабораторной системе координат плоский невозмущенный фронт испарения движется в отрицательном направлении оси z по конденсированной среде, которая описывается уравнениями теплопроводности, Эйлера и непрерывности для несжимаемой жидкости с постоянными теплопроводностью χ , теплоемкостью c и плотностью ρ_l . В системе отсчета, связанной с движущимся фронтом испарения, стационарный профиль температуры определяется уравнением с граничными условиями

$$\begin{aligned} v \frac{\partial T_l}{\partial z} - \chi \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} &= \frac{\alpha I}{c \rho_l} e^{\alpha z}, \\ T_l(-\infty) = T_\infty, \quad \rho_l v L_{ne} + c \rho_l \chi \left. \frac{\partial T_l}{\partial z} \right|_{z=0} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь предполагается, что поглощаемая интенсивность убывает по закону Бугера в глубь от поверхности фронта $z = 0$. Интерференционные эффекты, связанные с дифракцией падающего излучения на неоднородностях поверхности раздела [1, 2], здесь не рассматриваются.

Решение уравнения (1) определяет стационарный температурный профиль

$$T_l = T_\infty + \Delta T e^{k_0 z} + \frac{I}{c \rho_l \chi} \frac{1}{k_0 - \alpha} (e^{\alpha z} - e^{k_0 z}), \quad (2)$$

где $\Delta T = T_s - T_\infty$, T_s и T_∞ – температура на поверхности $z = 0$ и в глубине конденсированной среды соответственно, $k_0 = v/\chi$. Скорость фронта испарения v , зависящая от T_s и M , определяется балансом энергии в конденсированной фазе $I = \rho_l v [L_{ne} + c \Delta T]$, где I

– интенсивность поглощаемого в среде излучения, L_{ne} – теплота испарения, которая, вообще говоря, может отличаться от ее равновесного значения [7]. Давление p_l и скорость фронта v в этом случае постоянны, поскольку тепловое расширение конденсированного вещества не учитывается.

Случай поверхностного поглощения получается из (2) путем предельного перехода $\alpha \rightarrow \infty$. В этом случае правая часть в уравнении температуропроводности (1) переходит в сингулярную δ -функцию, а граничное условие в (1) формально сохраняет свой прежний вид, поскольку оно не зависит от α . Такая трансформация уравнения (1) эквивалентна переходу к однородному уравнению температуропроводности и к новому граничному условию, которое в дополнение к имеющимся в (1) членам содержит поглощаемую на поверхности интенсивность излучения I . Эти два различных вида граничных условий могут быть получены из решения (2), которое дает два различных выражения для $\frac{\partial T_l}{\partial z}$ при $z = 0$, в зависимости от порядка дифференцирования и перехода к пределу $\alpha \rightarrow \infty$.

В области $z > 0$ находится испаренное вещество, которое считается идеальным одноатомным газом с показателем адиабаты $c_p/c_v = 5/3$ и описывается системой газодинамических уравнений непрерывности, Эйлера и адиабатичности. Невозмущенным решением этой системы являются постоянные значения плотности пара ρ , давления p и компонент скорости $u_x = 0$, $u_z = u = Mu_c$, где $u_c^2 = (c_p/c_v)(p/\rho)$.

Область вблизи плоскости $z = 0$, называемая кнудсеновским слоем, требует кинетического описания. Размеры этой области порядка длины свободного пробега и для возмущений с достаточно большой длиной волны ее можно рассматривать как разрыв, на котором формулируются законы сохранения потоков массы g_1 , импульса g_2 , энергии g_3 и два дополнительных соотношения (испарительные граничные условия), учитывающие неравновесность релаксационного процесса в кнудсеновском слое. В качестве испарительных граничных условий в данной работе используются те же соотношения, что и в [5, 6].

Для возмущений физических параметров вида $\exp(\omega t - ikx)$ ($\text{Re}\omega = \gamma$ – инкремент неустойчивости) линеаризованная система уравнений для конденсированной среды записывается следующим образом:

$$-ik\delta v_x + \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} = 0,$$

$$\omega \delta v_z + v \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial \delta p_l}{\partial z},$$

$$\omega \delta v_x + v \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{ik}{\rho_l} \delta p_l, \quad (3)$$

$$\omega \delta T_l + v \frac{\partial \delta T_l}{\partial z} + \delta v_z \frac{\partial T_l}{\partial z} + \chi k^2 \delta T_l - \chi \frac{\partial^2 \delta T_l}{\partial z^2} = -\frac{\alpha^2 I}{c \rho_l} \xi e^{\alpha z}$$

и при условии отсутствия волн, идущих к границе раздела из бесконечности, имеет решение:

$$\delta v_z = \delta v e^{kz}, \quad \delta v_x = -i \delta v e^{kz}, \quad \delta p_l = -\frac{\rho_l}{k} (\omega + kv) \delta v e^{kz}, \quad (4)$$

$$\delta T_l = \xi A e^{\alpha z} + \delta v (B e^{(k+\alpha)z} + D e^{(k+k_0)z}) + \left(\delta T_s - \left(A + \frac{\partial T_l}{\partial z} \Big|_0 \right) \xi - (B + D) \delta v \right) e^{qz},$$

где q удовлетворяет уравнению

$$q^2 - qk_0 - k^2 - \omega/\chi = 0 \quad (5)$$

с условием $\text{Re} q > 0$; $\delta T_s = \delta T_l(0) + \xi \partial T_l / \partial z$ - модуляция температуры поверхности с учетом смещения ξ возмущенной поверхности раздела относительно $z = 0$, а постоянные A , B и D даются следующими соотношениями:

$$A = \frac{\alpha^2 I}{c \rho_l \chi} \frac{1}{(\alpha - q)(q + \alpha - k_0)},$$

$$B = \frac{\alpha I}{c \rho_l \chi (v - \alpha \chi)} \frac{1}{(k + \alpha - q)(q + k + \alpha - k_0)}, \quad (6)$$

$$D = \frac{k_0}{\chi} \left[\Delta T - \frac{I}{c \rho_l \chi (k_0 - \alpha)} \right] \frac{1}{(k + k_0 - q)(q + k)}.$$

Из линеаризованной системы уравнений движения для пара

$$\omega \delta \rho - ik \rho \delta u_x + \rho \frac{\partial \delta u_z}{\partial z} + u \frac{\partial \delta \rho}{\partial z} = 0,$$

$$\omega \delta u_x + u \frac{\partial \delta u_x}{\partial z} = \frac{ik}{\rho} \delta p,$$

$$\omega \delta u_z + u \frac{\partial \delta u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \delta p}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\left(\omega + u \frac{\partial}{\partial z} \right) (\delta p - u_c^2 \delta \rho) = 0,$$

получается следующее решение:

$$\delta p = \sum_{j=1,2} A_j e^{-k_j z}, \quad \delta \rho = \frac{\delta p}{u_c^2} + A_3 e^{-k_3 z},$$

$$\delta u_z = \sum_{j=1,2} \frac{k_j}{\rho(\omega - k_j u)} A_j e^{-k_j z} + \frac{k u}{\omega} A_4 e^{-k_3 z}, \quad (8)$$

$$\delta u_x = \sum_{j=1,2} \frac{i k}{\rho(\omega - k_j u)} A_j e^{-k_j z} + i A_4 e^{-k_3 z},$$

где волновые числа k_j с $j = 1, 2$ и k_3 определяются соотношениями:

$$k_3 = \omega/u, \quad (u_c^2 - u^2)k_j^2 + 2\omega u k_j - \omega^2 - k^2 u_c^2 = 0. \quad (9)$$

Условие отсутствия волн, идущих из бесконечности, позволяет положить $A_2 = 0$ в диапазоне $M < 1$. Остальные шесть постоянных определяются из граничных условий для возмущенных величин в плоскости $z = 0$, которые могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} \delta v_z &= \omega \xi + \delta g_1 / \rho_1, & \delta u_z &= \omega \xi + \delta u, \\ \delta p_1 &= \delta g_2 - 2v \delta g_1 + \sigma k^2 \xi, & \delta p &= \delta(g_2 - g_1 u), \\ \delta(g_1 L_{ne}) + c \rho_1 \chi &\left(\frac{\partial \delta T_1}{\partial z} + \xi \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) &= 0, & (10) \\ \delta u_x &= \delta v_x + i k(u - v) \xi. \end{aligned}$$

Эти условия представляют собой законы сохранения потоков массы, импульса, энергии, а также условие непрерывности тангенциальной к поверхности возмущенного фронта компоненты скорости. Поток массы g_1 , как и связанная с ним величина $v = g_1 / \rho_1$, и поток импульса g_2 зависят от T_s и M , причем зависимость эта определяется кинетическими процессами в кнудсеновском слое. Выражения для $g_1(T_s, M)$ и $g_2(T_s, M)$ представляют собой уже упоминавшиеся выше испарительные граничные условия.

Таким образом может быть получена однородная система из четырех уравнений относительно δv , ξ , δT_s и δM , условие разрешимости которой и определяет дисперсионное уравнение для возмущений фронта испарения [4, 5]:

$$\det \|D_{ij}\| = 0, \quad (11)$$

в котором элементы детерминанта определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} D_{11} &= 1, & D_{12} &= -\omega, & D_{13} &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial g_1}{\partial T_s}, & D_{14} &= -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial g_1}{\partial M}, \\ D_{21} &= \rho_1(v + \omega/k), & D_{22} &= \sigma k^2, & D_{23} &= \frac{\partial g_2}{\partial T_s} - 2v \frac{\partial g_1}{\partial T_s}, & D_{24} &= \frac{\partial g_2}{\partial M} - 2v \frac{\partial g_1}{\partial M}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 D_{31} &= c\rho_l\chi((k + \alpha - q)B + (k + k_0 - q)D), \\
 D_{32} &= c\rho_l\chi\left((\alpha - q)A - q\frac{\partial T_l}{\partial z}\Big|_{z=0} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2}\Big|_{z=0}\right), \\
 D_{33} &= c\rho_l\chi q + \frac{\partial(g_1 L_{ne})}{\partial T_s}, \quad D_{34} = \frac{\partial(g_1 L_{ne})}{\partial M}, \\
 D_{41} &= 1, \quad D_{42} = \frac{\omega^2}{ku} - k(u - v),
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$D_{43} = \frac{\omega}{ku} \frac{\partial u}{\partial T_s} - \frac{F}{\rho u} \frac{\partial(g_2 - g_1 u)}{\partial T_s}, \quad D_{44} = \frac{\omega}{ku} \frac{\partial u}{\partial M} - \frac{F}{\rho u} \frac{\partial(g_2 - g_1 u)}{\partial M},$$

где $F = \frac{k_1\omega - k^2u}{k(\omega - k_1u)}$. Уравнение (11) приводится к алгебраическому уравнению двадцатой степени относительно величины q , определяемой соотношением (5).

При численном анализе уравнения (11) использовались следующие значения теплофизических параметров, которые примерно соответствуют данным для жидкого кремния [8]:

$$\begin{aligned}
 \rho_l &= 2.522 \text{ г/см}^3, \quad \chi = 0.4 \text{ см}^2/\text{с}, \quad c = 1.05 \times 10^7 \text{ эрг/г} \cdot \text{К}, \\
 \sigma &= 220 \text{ дин/см}, \quad L = 137 \times 10^9 \text{ эрг/г}, \quad m = 4.7 \times 10^{-23} \text{ г}, \\
 p_s &= n_s k_B T_s = p_b \exp(\eta(1 - T_b/T_s)), \quad \eta = 13.2, \quad p_b = 10^6 \text{ дин/см}^2, \\
 T_\infty &= 300 \text{ К}, \quad T_b = 3514 \text{ К}.
 \end{aligned} \tag{13}$$

На возможность уменьшения коэффициента поглощения α в кремнии по сравнению с типичными значениями для металлов указывалось в работе [8].

При $M = 1$ задача для конденсированной среды оказывается замкнутой, поскольку газодинамические эффекты в потоке пара не оказывают влияния на возмущения фронта перехода. В такой постановке проблема устойчивости исследовалась в работе [1]. На рис. 1 предельному случаю $M = 1$ для поверхностного поглощения при выбранных испарительных граничных условиях и температуре поверхности $T_s = 1.5T_b$ соответствует сплошная кривая с максимумом инкремента $\gamma_m(k_m) = 0.59 \text{ мкс}^{-1}$ и правой границей при $k = 1.59 \text{ мкм}^{-1}$. Уменьшение числа Маха в потоке испаренного вещества приводит к уменьшению величины инкремента и сужению исходной области неустойчивости: при $M = 0.74$ величина $\gamma_m = 0.13 \text{ мкс}^{-1}$ и правая граница $k = 0.59 \text{ мкм}^{-1}$. Однако фронт испарения оказывается нестабильным в области меньших и больших значений k , что на рис. 1 соответствует появлению длинноволновой и коротковолновой областей с положительным инкрементом (штриховые кривые с $\gamma_m = 0.12 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 0.03 \text{ мкм}^{-1}$ и

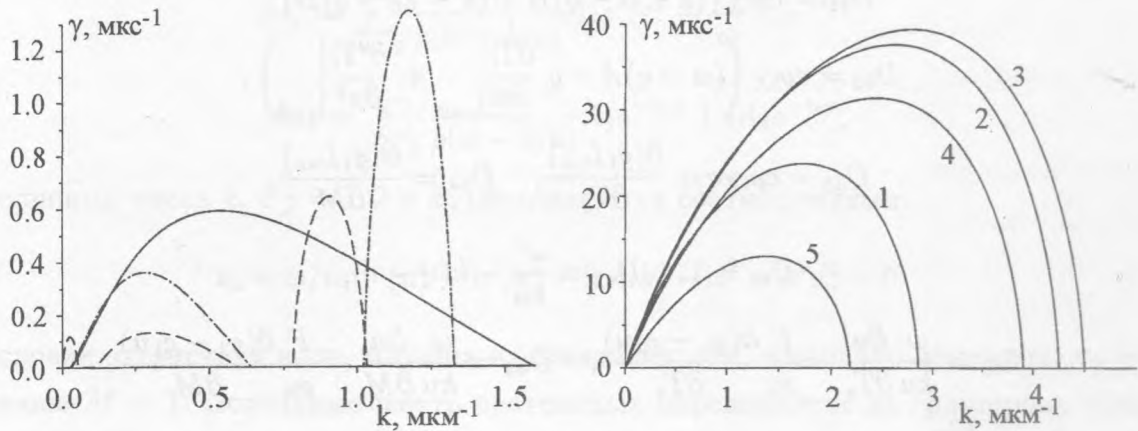


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа для кремниевой мишени при $T_s = 1.5T_b$ для $M = 1$ и поверхностного поглощения (сплошная линия), $M = 0.74$ и поверхностного поглощения (штриховая линия), $M = 1$ и $\alpha = 1.53 \text{ мкм}^{-1}$ (штрихпунктирная линия).

Рис. 2. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа для кремниевой мишени при $T_s = 1.5T_b$ и $\alpha = 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ для $M = 1$ (1), 0.8 (2), 0.6 (3), 0.4 (4) и 0.2 (5).

$\gamma_m = 0.65 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 0.91 \text{ мкм}^{-1}$). Поведение дисперсионных кривых и сравнительная роль различных механизмов неустойчивости при испарении в условиях поверхностного нагрева и ограниченного разлета паров ($M < 1$) подробно анализировалась в [5, 6].

При $M = 1$ и уменьшении коэффициента поглощения α значение инкремента и размер исходной области неустойчивости также уменьшаются. На рис. 1 эта область при $\alpha = 1.53 \text{ мкм}^{-1}$ показана штрихпунктирной кривой ($\gamma_m = 0.36 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 0.28 \text{ мкм}^{-1}$). Но при этом же значении α появляется дополнительная коротковолновая область неустойчивости (вторая штрихпунктирная кривая) с $\gamma_m = 1.35 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 1.18 \text{ мкм}^{-1}$. Зависимость этой кривой от α оказывается весьма резкой (пороговой): при $\alpha = 1.56 \text{ мкм}^{-1}$ эта область неустойчивости вообще отсутствует, а при изменении α от $\alpha = 1.55 \text{ мкм}^{-1}$ до $\alpha = 1.5 \text{ мкм}^{-1}$ максимальное значение инкремента изменяется от $\gamma_m = 0.26 \text{ мкс}^{-1}$ до $\gamma_m = 2.32 \text{ мкс}^{-1}$. Дальнейшее уменьшение α приводит к "насыщению" роста γ_m на уровне $\gamma_m = 24 \text{ мкс}^{-1}$. При $\alpha = 10^{-1} \text{ мкм}^{-1}$ значение $\gamma_m = 22.42 \text{ мкс}^{-1}$, а при $\alpha = 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ значение $\gamma_m = 23.82 \text{ мкс}^{-1}$. Другими словами, данная область неустойчивости, обусловленная эффектами объемного нагрева, оказывается доминирующей при $\alpha < 1 \text{ мкм}^{-1}$.

В отличие от исходной неустойчивости ($M = 1$ и $\alpha = \infty$) уменьшение M не сразу приводит к уменьшению инкремента в этой новой области неустойчивости. На рис. 2 показано поведение дисперсионных кривых для $\alpha = 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ при различных значениях числа Маха $M = 1$ (кривая 1); $M = 0.8$ (2); 0.6 (3); 0.4 (4) и 0.2 (5). Скорости испарения v в этих случаях равны 87.7 (1); 86.8 (2); 82.8 (3); 72.3 (4) и 48.6 см/с (5), а поглощаемые интенсивности – 4.06 (1); 4.02 (2); 3.84 (3); 3.37 (4) и 2.29 МВт/см² (5). При уменьшении числа Маха от $M = 1$ величина инкремента и размер области неустойчивости вначале увеличиваются, достигают максимального значения, а затем снова уменьшаются до нуля при $M \rightarrow 0$.

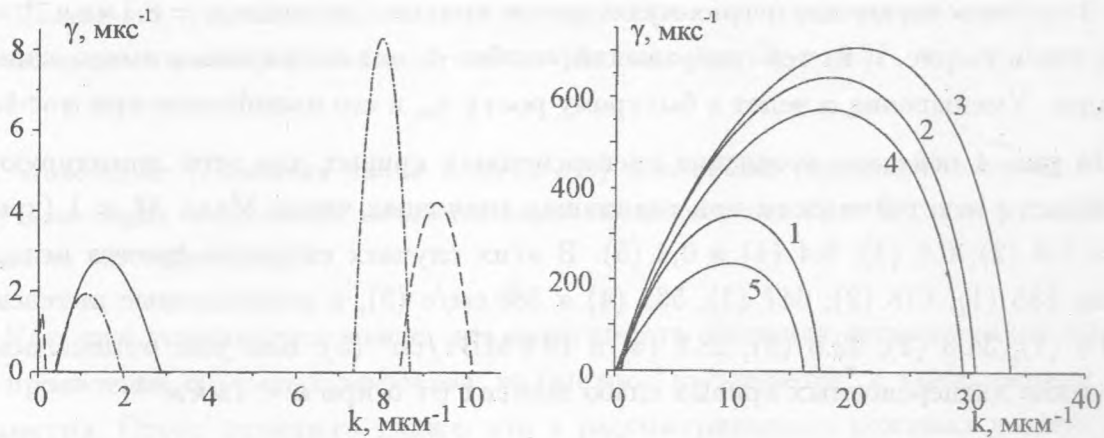


Рис. 3. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа для кремниевой мишени при $T_s = 2T_b$ для $M = 1$ и поверхностного поглощения (сплошная линия), $M = 0.75$ и поверхностного поглощения (штриховая линия), $M = 1$ и $\alpha = 8.1 \text{ мкм}^{-1}$ (штрих-пунктирная линия).

Рис. 4. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа для кремниевой мишени при $T_s = 2T_b$ и $\alpha = 1 \text{ мкм}^{-1}$ для $M = 1$ (1), 0.8 (2), 0.6 (3), 0.4 (4) и 0.2 (5).

Аналогичное поведение дисперсионных кривых в околороговой области наблюдается и в случае температуры поверхности $T_s = 2T_b$ (рис. 3). Сплошной кривой на рис. 3 показана зависимость инкремента от волнового числа для поверхностного поглощения и $M = 1$ с максимальным значением инкремента $\gamma_m = 2.84 \text{ мкс}^{-1}$, достигаемым при $k_m = 1.52 \text{ мкм}^{-1}$. Отметим, что при $M = 1$ эта область исчезает с увеличением скорости фронта испарения до $v \approx 1650 \text{ см/с}$ [1, 5]. При уменьшении M появляется и растет дополнительная длинноволновая область неустойчивости (штриховая кривая), в

то время как исходная область уменьшается и полностью пропадает при $M = 0.987$. Далее при $M = 0.751$ появляется коротковолновая область неустойчивости, в которой при $M = 0.75$ γ достигает значения $\gamma_m = 4.24 \text{ мкс}^{-1}$ при $k_m = 9.31 \text{ мкм}^{-1}$. В длинноволновой области значения γ_m и k_m для того же числа Маха равны $\gamma_m = 1.42 \text{ мкс}^{-1}$ и $k_m = 0.08 \text{ мкм}^{-1}$ (штриховая кривая). Уменьшение коэффициента поглощения при $M = 1$, как и в случае $T_s = 1.5T_b$, приводит к уменьшению инкремента и сужению исходной области неустойчивости и появлению при $\alpha = 8.15 \text{ мкм}^{-1}$ дополнительной коротковолновой области неустойчивости, в которой при $\alpha = 8.1 \text{ мкм}^{-1}$ максимальное значение инкремента $\gamma_m = 8.32 \text{ мкс}^{-1}$ при $k_m = 8.03 \text{ мкм}^{-1}$. В исходной же области при том же значении α величина $\gamma_m = 1.93 \text{ мкс}^{-1}$ при $k_m = 1.11 \text{ мкм}^{-1}$. Этому случаю на рис. 3 соответствуют две штрих-пунктирные кривые. Значение $\alpha = 8.1 \text{ мкм}^{-1}$ выбиралось, как и на рис. 1, из тех соображений, чтобы γ_m для всех кривых имело одинаковый порядок. Уменьшение α ведет к быстрому росту γ_m и его насыщению при $\alpha < 1 \text{ мкм}^{-1}$.

На рис. 4 показано поведение дисперсионных кривых для этой доминирующей по γ_m области неустойчивости при различных значениях числа Маха $M = 1$ (кривая 1); $M = 0.8$ (2); 0.6 (3); 0.4 (4) и 0.2 (5). В этих случаях скорости фронта испарения v равны 685 (1); 678 (2); 647 (3); 565 (4) и 380 см/с (5), а поглощаемые интенсивности – 34.6 (1); 34.3 (2); 32.8 (3); 28.8 (4) и 19.6 МВт/см² (5). Как уже отмечалось выше, поведение дисперсионных кривых слабо зависит от α при $\alpha < 1 \text{ мкм}^{-1}$.

На рис. 5 показано поведение γ_m (пунктирная кривая и правая ось) и k_m (сплошная кривая и левая ось) в зависимости от числа Маха при $\alpha = 1 \text{ мкм}^{-1}$ и $T_s = 1.5T_b$. В сравнении с рис. 2 видно, что величина максимума инкремента и его положение слабо зависят от α . Для $\alpha = 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ (рис. 2) имеем: $\gamma_m = 23.82 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 1.74 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 1$); $\gamma_m = 37.71 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 2.63 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.8$); $\gamma_m = 39.48 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 2.8 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.6$); $\gamma_m = 31.38 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 2.44 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.4$); $\gamma_m = 13.03 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 1.39 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.2$). В случае $\alpha = 1 \text{ мкм}^{-1}$ (рис. 5): $\gamma_m = 10.16 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 1.42 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 1$); $\gamma_m = 29.24 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 2.5 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.8$); $\gamma_m = 32.43 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 2.7 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.6$); $\gamma_m = 25.36 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 2.34 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.4$); $\gamma_m = 8.47 \text{ мкс}^{-1}$, $k_m = 1.23 \text{ мкм}^{-1}$ ($M = 0.2$).

На рис. 6 приведены аналогичные зависимости для $T_s = 2T_b$. В данном случае различие в поведении дисперсионных кривых для $\alpha = 1 \text{ мкм}^{-1}$ и $\alpha = 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ оказываются еще меньше из-за большей величины скорости испарения. Увеличение скорости фронта испарения v соответствует уменьшению безразмерного параметра $\alpha\chi/v$, от которого зависит влияние эффектов объемного нагрева на поведение возмущений фронта испарения.

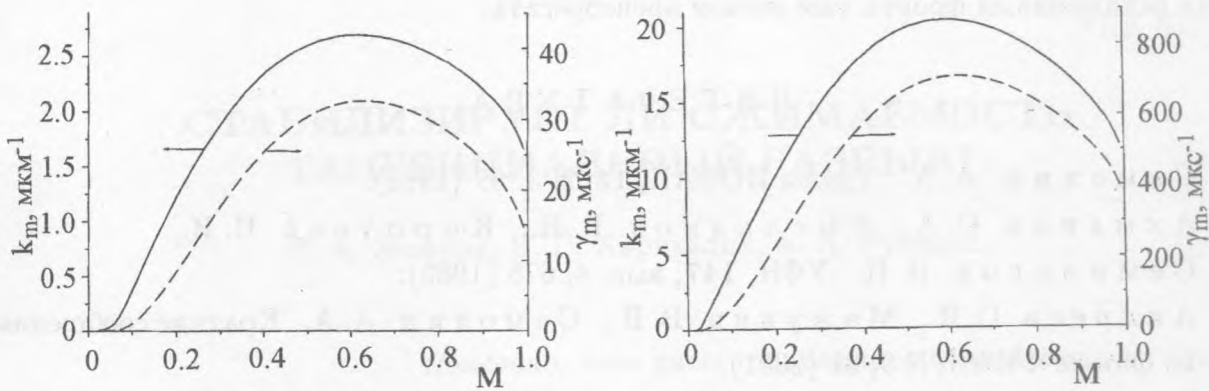


Рис. 5. Положение (сплошная линия и левая ось) и величина (пунктирная линия и правая ось) максимума инкремента объемной неустойчивости при $T_s = 1.5T_b$ и $\alpha = 1 \text{ мкм}^{-1}$ в зависимости от числа Маха.

Рис. 6. Положение (сплошная линия и левая ось) и величина (пунктирная линия и правая ось) максимума инкремента объемной неустойчивости при $T_s = 2T_b$ и $\alpha = 1 \text{ мкм}^{-1}$ в зависимости от числа Маха.

рения. Как уже упоминалось выше, эта зависимость является весьма резкой вблизи порога проявления объемных эффектов, но быстро "насыщается" с уменьшением этого параметра. Стоит отметить также, что в рассматриваемых режимах воздействия объемный характер испарения начинает сказываться еще при достаточно больших значениях безразмерного параметра $\alpha\chi/v > 1$, когда максимум стационарного температурного профиля может не достигать критической области для перехода жидкость – пар. При более высоких значениях максимума температуры используемая модель невозмущенного состояния нуждается в дополнительных обоснованиях и модификациях в околоскритической области. При достаточной термодинамической устойчивости перегретой жидкой фазы эти изменения не повлияют, однако, существенно на полученные здесь результаты, поскольку рассматриваемые возмущения слабо чувствуют эту область.

Таким образом влияние газодинамических эффектов при $M \approx 0.6$ приводит к заметному (в два раза) увеличению инкремента в той доминирующей области неустойчивости, которая связана с объемным характером поглощения. При этом соответствующее волновое число k_m также возрастает примерно в два раза. Полученные численные значения инкрементов свидетельствуют о том, что в рассматриваемых режимах воздействия

фронт испарения может оставаться плоским на временах $T \lesssim 10$ нс. На больших временах искажениями фронта уже нельзя пренебрегать.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Самохин А. А. Труды ИОФАН, **13**, N 3, 99 (1988).
- [2] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н. УФН, **147**, вып. 4, 675 (1985).
- [3] Андреев С. Н., Мажукин В. И., Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 31 (2001).
- [4] Карташов И. Н., Мажукин В. И., Перебейнос В. В., Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9-10, 22 (1996).
- [5] Карташов И. Н., Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3, 33 (2002).
- [6] Карташов И. Н., Самохин А. А. Квантовая электроника, в печати, (2003).
- [7] Карташов И. Н., Мажукин В. И., Перебейнос В. В., Самохин А. А. Математическое моделирование, **9**, N 4, 11 (1997).
- [8] Yoo J. H., Jeong S. H., Greif R., Russo R. E. J. Appl. Phys., **88**, N 3, 1638 (2000).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 18 ноября 2002 г.